

М.В.Стріха^{1,2}, І.Є.Олійник¹

Зниження роботи виходу в наноструктурованих сучасних катодах для польової емісії (на прикладі «наноолівців» оксиду вольфраму $W_{18}O_{49}$)

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем, Київ, Україна;

²Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України, Київ, Україна, maksym_strikha@hotmail.com

У рамках простої аналітичної моделі одержано вираз, який дозволяє розрахувати роботу виходу поблизу вістрів наноструктурованого катода, використовуваного в сучасних пристроях польової емісії. Числові оцінки, проведені для «наноолівців» оксиду вольфраму $W_{18}O_{49}$, показують, що врахування розглянутого нами зменшення густини поверхневого електронного газу поблизу нановістря призводить до зменшення «об'ємного» значення роботи виходу (~4,55 eV) приблизно на 10%. Цей ефект потрібно враховувати при обчисленні густини емісійного струму за формулою Фаулера-Нордгейма. Він (як і підсилення електричного поля за рахунок геометрії вістря) призводить до збільшення густини емісійного струму та зменшення поля вмикання емісії.

Ключові слова: Робота виходу, польова емісія, наноструктуровані катоди.

Подано до редакції 25.11.2024; прийнято до друку 20.03.2025.

Явище холодної емісії має надзвичайно важливе застосування в сучасних вакуумних технологіях (див. напр. монографію [1] та посилання до неї). Густина струму емісії з поверхні металу визначається формулою Фаулера-Нордгейма (надалі – ФН):

$$J = \frac{e^3}{16\pi^2\hbar\Phi} \beta^2 F^2 \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_0}\Phi^{3/2}}{3e\hbar\beta F}\right]. \quad (1)$$

Тут e і m_0 – заряд і маса вільного електрона, \hbar – зведена стала Планка, Φ – робота виходу. Введено коефіцієнт підсилення поля β , обумовлений геометрією емісійної поверхні. Він визначає відношення напруженості посиленого (через геометрію поверхні) локального поля F_{loc} , і напруженості поля між анодом і катодом $F = Vl$ (де V – напруга на аноді, l – відстань між анодом і катодом) через вираз:

$$F_{loc} = \beta F. \quad (2)$$

Як видно з (1), робота виходу Φ є базовою характеристикою емітера, і сьогодні тривають інтенсивні зусилля для одержання поверхонь із якомога нижчою роботою виходу, які дозволяли б одержувати високі емісійні струми при достатньо низьких полях вмикання (див. напр. огляд [2] та роботу [3]). Іншим напрямом отримання високоефективних емітерів є застосування наноструктурованих поверхонь, які дозволяють одержати високі значення коефіцієнта підсилення поля β (див. напр. [4 – 7]).

При цьому, однак, у [7] було вперше звернуто увагу на суттєву обставину: в усіх дотеперішніх роботах для опису експериментальних кривих залежності струму емісії від прикладеної напруги до формули ФН (1) підставляли значення роботи виходу Φ , одержані для рівної поверхні об'ємного матеріалу; це робилося навіть для наноструктурованих катодів (див. напр. [5, 6]). Водночас добре відомо, що Φ є характеристикою не так матеріалу, як його конкретної поверхні, і саме на відмінності Φ для різних поверхонь

з різною густиною поверхневого електронного заряду побудовано принцип дії електронного та йонного емісійних мікроскопів [8].

У цій роботі ми спробуємо оцінити величину зміни роботи виходу для наноструктурованої поверхні порівняно з відповідним значенням для рівної поверхні об'ємного матеріалу на основі феноменологічної моделі, запропонованої в [9]. Вихідні припущення цієї моделі такі:

Атоми емітера розглядаються як упорядкований набір сфер з класичними радіусами R (що лежать у діапазоні від 0,025 нм для водню і до 0,26 нм для цезію). При цьому з поверхневими атомами пов'язаний шар слабко зв'язаних електронів, не залучених у сильні міжатомні зв'язки, характерні для об'єму; однак поверхневі поля перешкоджають їм залишити поверхню. Такі електрони утворюють 2D газ із енергією Фермі [10]:

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2}{m} N, \quad (3)$$

де N - кількість електронів на m^2 , m - ефективна маса електрона.

Ще Джеймс Клерк Максвелл у своєму класичному «Трактаті про електрику й магнетизм» [11] розв'язав задачу про взаємодію заряду $-e$, розташованого на відстані u від краю провідної сфери радіусом R , із його зображенням $+q$, розташованим на лінії, що сполучає центр сфери з зарядом, на відстані z від центру цієї сфери. Він, зокрема, показав, що

$$+q = \frac{eR}{R+u}; \quad z = \frac{R^2}{R+u}. \quad (4)$$

При цьому відстань між зарядом і його зображенням становить

$$x = R + u - z, \quad (5)$$

а сила притягнення між ними дорівнює (в системі СІ)

$$F(u) = \frac{qe}{4\pi\epsilon_0(R+u-z)^2}, \quad (6)$$

де ϵ_0 - діелектрична проникність вакууму.

Робота виходу Φ знаходиться в [9] як інтеграл за відстанню u від сили (6) в інтервалі від нескінченності (енергія Φ відповідає віднесенню електрона на нескінченність) до певної мінімальної відстані d , яка визначається квантово-механічними міркуваннями:

$$\Phi = \int F(u) du. \quad (7)$$

Звернімо увагу, що нуль у нижній межі інтегрування (7) в силу вигляду функції (6) призвів би до розбіжності. Тому як нижню межу інтегрування в [9] було обрано відстань d , яка в добутку з імпульсом, що відповідає енергії Фермі (3), задовольняє співвідношення невизначеності:

$$d = \frac{\hbar}{2\sqrt{2mE_F}} \quad (8)$$

Звернімо увагу на множник 2 у знаменнику (8), що

відповідає точному сучасному записові співвідношення невизначеності: його було пропущено в [9]. Для реальних значень енергії Фермі та ефективної маси, що входять до (8), параметр d є на порядок меншим від сталої ґратки. Інтегрування (7) з урахуванням (4), (5), (6), (8) призводить до результату:

$$\Phi = \left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{\sqrt{2mE_F}}{\hbar}\right) \left(1 + \frac{\hbar}{4R\sqrt{2mE_F}}\right)^{-1}. \quad (9)$$

З урахуванням (3) перепишемо (9) як:

$$\Phi = \left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \sqrt{2\pi N} \left(1 + \frac{1}{4R\sqrt{2\pi N}}\right)^{-1}. \quad (10)$$

Звернімо увагу, що до (10) входить тільки поверхнева концентрація електронів, і не входить їх ефективна маса, що є наслідком зробленого припущення про 2D природу поверхневого електронного газу. Цю поверхневу концентрацію N можна записати через площу елементарної комірки поверхневої ґратки A і число електронів n , яке така комірка віддає 2D газу:

$$N = nA. \quad (11)$$

З урахуванням (11) запишемо (10) як:

$$\Phi(eV) = 1,8 \times 10^{-9} \sqrt{\frac{n}{A}} \left(1 + \frac{0,1}{R\sqrt{nA}}\right)^{-1}, \quad (12)$$

де значення A та n підставлено в одиницях СІ. При підставновці до (12) значення $R = 0,132$ нм для кисню бачимо, що для $N \geq 10^{18} m^{-2}$ (що відповідає стандартним металічним концентраціям в об'ємі) останній співмножник (12) визначається переважно його першим доданком

Однією з найперспективніших для створення сучасних високоефективних катодів є структура оксиду вольфраму $W_{18}O_{49}$, процес виготовлення, структура, і визначення властивостей якої описані в [12]. З використанням методу термічного осадження на кремнієвій підкладці були вирощені структури у вигляді «олівців». Середня висота таких «олівців», що є поєднанням стрижня в основі та конусу на вершині, становить приблизно 15 мкм, а щільність олівцевих наноструктур у масиві - приблизно 10^7 на cm^2 . Як правило, відстань між сусідніми нанокінчиками складає приблизно 5 мкм.

На рис. 1 подано зображення вершини «олівця», отримане у [12] за допомогою тунельного електронного мікроскопу. Видно, що кристал був вирощений в напрямку [010].

Як відомо, оксид вольфраму $W_{18}O_{49}$ є напівпровідником n -типу з широкою забороненою зоною 2,66 еВ і об'ємною концентрацією електронів за звичайних умов близько $1,9 \times 10^{29} m^{-3}$, обумовленою наявністю великої кількості дефектів. Він має моноклінну структуру з параметрами елементарної комірки $a = 18,28 \text{ \AA}$, $b = 3,775 \text{ \AA}$, $c = 16,98 \text{ \AA}$, $\beta = 115,14^\circ$ [13] (рис.2). Площа такої комірки в площині (010) становить

$A = a \sin \beta = 2,81 \text{ nm}^2$. На основі цих даних можна оцінити роботу виходу за наведеними вище формулами.

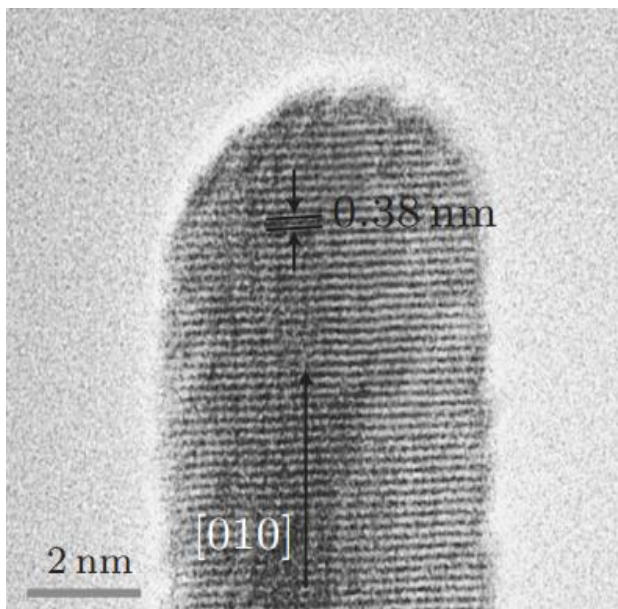


Рис. 1. ТЕМ-зображення вершини «олівця» з оксиду вольфраму (адаптовано з [12]).

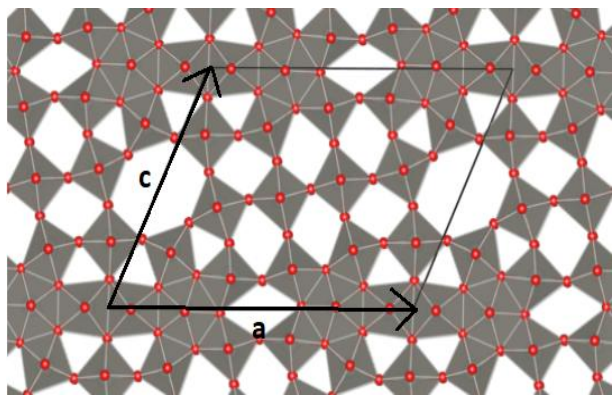


Рис. 2. Проекція структури $W_{18}O_{49}$ на площину (010) та відповідна елементарна комірка (адаптовано з [13]).

На жаль, не існує єдиного надійного методу визначення кількості електронів n , яку елементарна комірка віддає в 2D-газ. Результати різних модельних припущень порівнюються з табличним значенням Φ [9]. Проте й тут для $W_{18}O_{49}$ є суттєві розбіжності: від значення 5,6 eV [9] до новіших, отриманих за апробованими методиками значень 4,55-4,57 eV [14]. Зробимо оцінку для другого з цих значень як для надійнішого. При підстановці цього значення формула (12) дає $n = 27-28$. Спробуємо зіставити одержане значення числа електронів, відданих у 2D поверхневий газ елементарною коміркою, з особливостями зонної структури оксиду вольфраму.

Оксид вольфраму $W_{18}O_{49}$ є йонним кристалом [13]. Виділені на рис.2 сірим октаедри WO_6 та десятигранники - пентагональні біпіраміди WO_7 містять усередині атоми вольфраму в зарядових станах +6 та +5 відповідно. В вершинах цих багатогранників розташовані атоми кисню в зарядовому стані -2, де електронна оболонка 2p заповнена за рахунок двох додаткових електронів,

переданих атомами вольфраму. Кулонівська взаємодія між різнойменно зарядженими атомами кисню і вольфраму утворює моноклінну кристалічну структуру, яка характеризується просторовою групою $P2/m$ (див. рис. 2).

Для атомів кисню, розташованих у вершинах, що з'єднують два октаедри, енергія зв'язку обох додаткових електронів достатньо висока, тому ці атоми не віддають електронів у вільний 2D газ.

Однак для тих атомів кисню, що розташовані у вершинах, які виступають на поверхню кристалу й мають атоми вольфраму тільки по один бік від себе, один з додаткових електронів може перейти в 2D газ вільних поверхневих електронів. Так само знижена енергія зв'язку для одного з додаткових електронів тих атомів кисню, що належать одночасно двом сусіднім октаедрам і одному десятиграннику (вони мають найближчими сусідами 10 атомів кисню в зарядовому стані -2, а не 8 атомів кисню, як у вершинах між двома октаедрами).

Атомів кисню у «поверхневих» вершинах октаедрів та пірамід на комірку припадає 18 (14 атомів усередині комірки, плюс 8 на її краях, що належать двом сусіднім коміркам відразу, отже, на комірку припадає половина з них, 4 – див. рис. 2). Атомів О у вершинах, що належать одночасно двом октаедрам і піраміді, на комірку припадає 10 (8 атомів усередині комірки, і ще 4 атоми на її краях, що належать двом коміркам одночасно). Отже, разом виходячи з цих простих припущень, ми одержуємо $n = 28$, та значення $\Phi = 4,58 \text{ eV}$, що є подиву гідним збігом зі значенням, одержаним з формули (12), з урахуванням величини роботи виходу 4,55-4,57 eV, одержаної експериментально [14].

Виходячи з міркувань, викладених вище, оцінимо значення Φ для двох інших кристалографічних площин.

Для площини (100) маємо: 2D елементарна комірка являє собою прямокутник зі сторонами b і c , площа якого складає $0,64 \text{ nm}^2$. 5 атомів кисню, що розташовані в вершинах, які виходять на поверхню, віддають у 2D електронний газ п'ять електронів. Ще один електрон віддасть атом, що належить двом октаедрам і піраміді. Сумарно отримаємо 6 електронів, віднесених до площі комірки. Як наслідок за наведеними вище формулами отримаємо $\Phi = 4.41 \text{ eV}$.

Для площини (001) елементарна комірка – прямокутник зі сторонами a та b і з площею $0,69 \text{ nm}^2$. Свій внесок в 2D електронний газ тут роблять 2 атоми з її лівого і правого краю, які належать одночасно двом сусіднім коміркам, 5 поверхневих атомів, і один атом, який одночасно належить октаедрам і пірамідам. Отже, ця комірка сумарно віддає 7 електронів, і за наведеними вище формулами маємо $\Phi = 4.63 \text{ eV}$.

Як бачимо, робота виходу для двох цих граней (100) і (001) є співмірною з відомими експериментальними значеннями. Оскільки площина (100) є менш щільно упакованою, ніж (010), робота виходу для неї також є нижчою, що корелює з відомими результатами для різних типів поверхонь [15]. Натомість площина (001) навпаки упакована щільніше, тому й значення Φ для неї виходить дещо

вищим.

Тепер спробуємо використати попередні міркування для оцінки роботи виходу з наноструктурованої поверхні. Одразу відзначмо, що відтворити таку структуру точно — дуже складно. Тому нами використані найпростіші моделі з метою приблизної оцінки зміни Φ внаслідок наявності наноструктурованої морфології.

З рис. 1 видно, що поверхня в околі вершини нановістря наближена до сферичної і має певну асиметрію (якою надалі ми нехтуватимемо). Ми апроксимуємо положистий край нановістря сукупністю скошених сходинок і терас. У такій структурі зміниться визначення елементарної комірки і розподіл зарядів. Тепер повна площа елементарної комірки складатиметься з площі сходинки S_1 і тераси S_2 (рис.3).

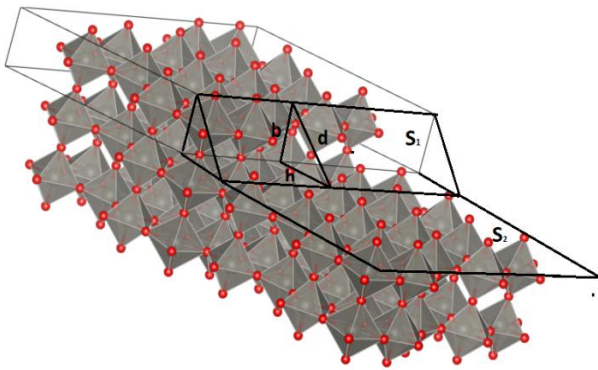


Рис. 3. Модифікація елементарної комірки при появі тераси S_2 та сходинки S_1 .

Оцінимо площу сходинки S_1 через паралелограм, зі сторонами a (1,828 нм) і d , яке дорівнює 0,618 нм (це значення отримане як гіпотенуза прямокутного трикутника з катетами b і h , що є проєкцією цієї гіпотенузи на площину (010)). Тоді ця площа складатиме 1,129 нм².

Порахуємо кількість атомів, з яких ця похила ділянка поверхні віддаватиме заряд у 2D газ ферміонів: два крайні атоми верхнього шару, одночасно належать і суміжній верхній терасі, і ділянці S_1 . Чотири електрони віддадуть крайні атоми верхнього шару, що належать виключно S_1 . Вважатимемо, що електрони в 2D газ віддають лише ті атоми нижнього шару сходинки, які знаходяться майже на поверхні похилої площини. До таких належать п'ять поверхневих атомів і три проміжних, що належать октаедрам і десятигранникам одночасно. Отже, сумарно похила ділянка S_1 віддає 2D газ 12 електронів.

Друга ділянка — тераса S_2 - являє собою звичайну розглянуту раніше елементарну комірку оксиду вольфраму в площині (010) (див. рис.2), з якої вилучено проєкцію похилої ділянки S_1 на цю площину. Її площа $S_2 = 1,89$ нм². Виключивши з розрахунку атоми, що належать проєкції, а також останній атом з нижнього краю, що належатиме похилій, яка розташована в шарі нижче, отримаємо, що така ділянка площадка віддасть електрони з 12 атомів.

В підсумку, маємо, що на ділянку сумарною

площею $S_1+S_2 = 3,019$ нм², припадає 24 електрони. Підстановка в формулу (12) дасть значення $\Phi = 4,01$ eВ, що є приблизно на 0,5eВ менше об'ємного значення.

Тепер спробуємо визначити ділянку нановістря $W_{18}O_{49}$, з якої відбувається ефективна польова емісія. Як відомо, коефіцієнт підсилення поля, що визначається виразом (2), максимальний на осі нановістря, де він дорівнює β_a . При відхиленні від вершини півсфери на кут θ цей коефіцієнт спадає за законом косинуса [16]:

$$\beta(\theta) = \beta_a \cos\theta \quad (14)$$

Вважатимемо, що ефективна емісія обмежена ділянкою в околі осі нановістря, обмеженою значенням θ_{\max} , для якого струм емісії за формулою ФН (1) спадає вдвічі. Значення коефіцієнта підсилення оцінимо через найпростіше співвідношення $\beta_a \approx h/R$ [17], куди входить висота наноолівця ($h = 15$ нм) і радіус заокруглення вістря ($R = 5,7$ нм). Звідси отримаємо значення $\beta_a \approx 2631$. Візьмемо значення роботи виходу 4,55eВ [14], і прикладеного поля порядку поля вмикання емісії в [12] $F = 3$ MV/m. Розв'язуючи для наведених вище значень трансцендентне рівняння, яке є наслідком (1), (13):

$$\cos(\theta_{\max}) \left(\ln(2\cos(\theta_{\max}))^2 + \frac{4\sqrt{2m}}{3eh} \frac{\Phi^{1.5}}{\beta_a \Phi} \right) = \frac{4\sqrt{2m}}{3eh} \frac{\Phi^{1.5}}{\beta_a \Phi} \quad (15)$$

отримаємо розв'язок $\theta_{\max} = \mp 0.35$, або приблизно 20°. З урахуванням вигляду реального нановістря, зображеного на рис.1, це означає, що вся емісія відбувається з найвищої однієї тераси, орієнтованої в площині (010), а отже в формулу (1) можемо підставляти отримане нами вище значення 4.01 eВ.

Також побудуємо графік залежності роботи виходу Φ від радіусу заокруглення нановістря R . З рис. 1 видно, що зміна R призводить до зміни кількості терас і сходинок, що лежать в області, яка забезпечує ефективну польову емісію, $\theta \leq \theta_{\max}$. Повторення міркувань, наведених вище, для кількості терас і сходинок, що відповідає певному значенню R , призводить до значень, зображених на рис.4.

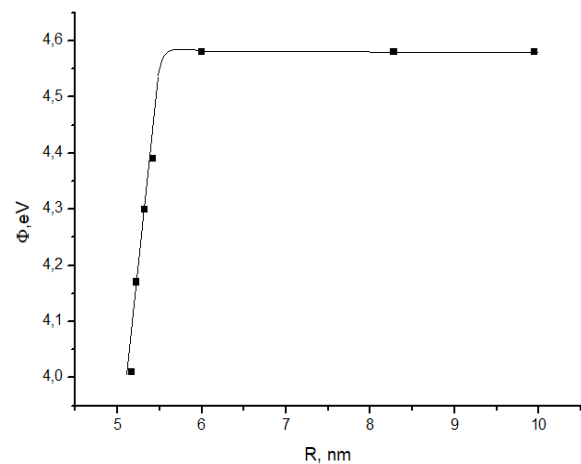


Рис. 4. Розрахункова залежність роботи виходу Φ від радіусу заокруглення наноолівця R .

Як видно з рис.4, для R менших від приблизно 5,5 нм, робота виходу різко зменшується, в силу наведених вище міркувань, через зменшення поверхневої густини 2D електронного газу. Але для R , більших від цього значення, область біля осі має вже практично сталу густину поверхневого газу, і робота виходу виходить таким чином на своє «об'ємне» значення.

Нами в рамках простої аналітичної моделі одержано вираз, який дозволяє розрахувати роботу виходу поблизу вістрів наноструктурованого катода, використовуюваного в сучасних пристроях польової емісії. Числові оцінки, проведені для «наноолівців» оксиду вольфраму $W_{18}O_{49}$, показують, що врахування розглянутого зменшення густини поверхневого електронного газу поблизу нановістря призводить до зменшення «об'ємного» значення роботи виходу (4,55 eV) приблизно на 10%. Цей ефект потрібно

обов'язково враховувати при обчисленні густини емісійного струму за формулою Фаулера-Нордгейма для металів (або за модифікованою формулою ФН для напівпровідників [4, 5, 7]). Він (як і підсилення електричного поля за рахунок геометрії вістря) призводить до збільшення густини емісійного струму та зменшення поля вмикання емісії.

Стріха М.В. – професор кафедри фізичної електроніки факультету радіофізики електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка, головний науковий співробітник Інституту фізики напівпровідників ім.В.Є.Лашкарьова НАН України.
Олійник І.Є. – студент факультету радіофізики електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

- [1] Anatoliy Evtukh, Hans Hartnagel, Oktay Yilmazoglu, Hidenori Mimura and Dimitris Pavlidis. *Vacuum Nanoelectronic Devices: Novel Electron Sources and Applications*. John Wiley & Sons, Ltd., (2015); <https://doi.org/10.1002/9781119037989>.
- [2] M.V. Strakha, A.M. Goryachko. *Surfaces with reduced work function: problems of creation and theoretical description. A review*. Ukrainian Journal of Physics, 68, 551 (2023); <https://doi.org/10.15407/ujpe68.8>.
- [3] M.V. Strikha, D.V. Antoniuk. *A theoretical model for estimating the decrease in the work function of maxenes with hydroxyl termination*. Physics and Chemistry of Solid State, 23(1), 102 (2023); <https://doi.org/10.15330/pccs.24.1.102-105>.
- [4] A.M.Goriachko, M.V.Strikha. *Nanostructured SiC as a promising material for cold electron emitters*. Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics, 24, 355 (2021); <https://doi.org/10.15407/spqeo24.04.355>.
- [5] A.M. Goryachko, D.O. Korzh, D.V. Slobodianiuk, M.V. Strikha. *Field emission from promising cathodes based on nanostructured SiC: a new approach to the field enhancing factor*. Physics and Chemistry of Solid State, 23, 347 (2022); <https://doi.org/10.15330/pccs.23.2.347-352>.
- [6] Sheng-Joue Young, Yi-Hsing Liu, and Jen-Tse Chien. *Improving Field Electron Emission Properties of ZnO Nanosheets with Ag Nanoparticles Adsorbed by Photochemical Method*. ACS Omega, 3, 8135 (2018); <https://doi.org/10.1021/acsomega.8b01041>.
- [7] M.V. Strikha, R.S. Khilnich. *On the physical nature of field emission from ZnO nanosheets*. Sensor Electronics and Microsystem Technologies, 21(1), 4 (2024); <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2024.1.300941>.
- [8] E.W.Muller, T.T.Tsong. *Field Ion Microscopy. Principles and Applications* (New York, Elsevier, 1969); https://doi.org/10.1007/978-1-4614-3436-8_2.
- [9] I. Brodie, S.H. Chou, H. Yuan. *A general phenomenological model for work function*. Surface Science, 625, 112 (2014); <https://doi.org/10.1016/j.susc.2014.03.002>.
- [10] D.P. Grimmer, K. Luszczynski, N. Salibi. *The Quantitative Application of Fermi-Dirac Functions to Two- and Three-Dimensional Systems*, J. Low Temp. Phys., 44, 265 (1981).
- [11] J.C.Maxwell. *A treatise on electricity and magnetism* (Clarendon Press, Oxford, 1873); <https://doi.org/10.1017/CBO9780511709333>.
- [12] Zheng-Lin Li, Shao-Zhi Deng, Ning-Sheng Xu, Fei Liu, Jun Chen. *Enhanced Field Emission from Large-Area Arrays of $W_{18}O_{49}$ Pencil-Like Nanostructure*. Chin. Phys. Lett., 27(6), 068504 (2010); <https://doi.org/10.1088/0256-307X/27/6/068504>.
- [13] K. Viswanathan, K. Brandt, Ekhard Salje. *Crystal structure and charge carrier concentration of $W_{18}O_{49}$* . Journal of Solid State Chemistry, 36(1), 45 (1981); <https://next-gen.materialsproject.org/materials/mp-907#summary>.
- [14] Muhammad Saqib, Janez Jelenc, Luka Pirker, Srečo D. Škapin, Lorenzo De Pietro, Urs Ramsperger, Alexandr Knápek, Ilona Müllerová, Maja Remškar. *Field emission properties of single crystalline W_5O_{14} and $W_{18}O_{49}$ nanowires*. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 241, 146837 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.elspec.2019.03.005>.
- [15] K. Oura et all. *Surface Science: An Introduction*. Springer (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1825276>.
- [16] Debabrata Biswas, Gaurav Singh, Rajasree Ramachandran. *The cosine law of field enhancement factor variation: Generic emitter shapes*. Physica E: Low dimensional Systems and Nanostructures, 109, 179 (2019); <https://doi.org/10.1016/j.physe.2019.01.005>.

- [17] Debabrata Biswas. *A universal formula for the field enhancement factor*. *Physics of Plasmas*, 25, 043113 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5025694>.

M.V. Strikha^{1,2}, I.Ye. Oliynyk¹

Reduction of Work Function in Nanostructured Modern Cathodes for the Field Emission (Based on the Example of Tungsten Oxide $W_{18}O_{49}$ "Nanopencils")

¹*Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Systems, Kyiv, Ukraine*

²*V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine, maksym_strikha@hotmail.com*

Within the framework of a simple analytical model, an expression has been obtained that allows to calculate the work function near the tips of a nanostructured cathodes used in modern field emission devices. Numerical evaluations performed for tungsten oxide $W_{18}O_{49}$ "nanopencils" show that taking into account the considered decrease in the surface electron gas density near the nanotip leads to a decrease in the "bulk" value of the work function (~4.55 eV) by approximately 10%. This effect must be taken into account when calculating the emission current density according to the Fowler-Nordheim formula. It (as well as the electric field enhancement due to the tip geometry) leads to an increase in the emission current density and a decrease in the emission turn-on field.

Keywords: Work function, field emission, nanostructured cathodes.